Die Bestimmung des Kern-Quadrupolmoments des 247 keV-Niveaus des Cadmium-111 durch Messung der zirkularen Polarisation der γ-Strahlung

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Hans-Joachim Behrend

aus Hamburg

Hamburg 1961

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG, Würzburg

Genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität Hamburg

auf Antrag von Professor Dr. H. NEUERT

Hamburg, den 15. 12. 1961 — Professor Dr. C. KOSSWIG (Dekan)

Erschienen unter H.-J. BEHREND und D. BUDNICK, Die Bestimmung des Kern-Quadrupolmomentes des 247 keV-Niveaus des Cadmium-111 durch Messung der zirkularen Polarisation der γ-Strahlung in

„Zeitschrift für Physik", Bd. 168, S. 155—168 (1962)

Springer-Verlag · Berlin · Göttingen · Heidelberg

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

1. Einleitung

Die Winkelkorrelation der γ-Quanten einer γ-γ-Kaskade erweist sich im allgemeinen als gestört, wenn durch Wechselwirkung des magnetischen Kern-Dipolmomentes mit magnetischen Feldern am Kernort oder des elektrischen Quadrupolmomentes mit elektrischen Feldgradienten der Kernspin während der Lebensdauer des mittleren Niveaus um die Richtung des Feldes präzediert. Durch diese Präzessionsbewegung wird die ursprüngliche, von den Spins der beteiligten Niveaus und den Multipolaritäten der γ-Quanten abhängige Wahrscheinlichkeitsverteilung des γ_2 relativ zu γ_1 verändert. Im Falle der magnetischen Wechselwirkung kann man eine Änderung der Winkelkorrelation durch Anlegen eines Magnetfeldes hervorrufen, während künstliche elektrische Feldgradienten nicht ausreichen, um eine meßbare Wechselwirkung mit dem Kern-Quadrupolmoment zu erzeugen. Man ist in diesem Fall auf natürliche Feldgradienten angewiesen, wie sie z. B. in Festkörpern (Kristallen) durch die Wirkungen der den Kern umgebenden Ladungen (Ionen und eigene Elektronenhülle) vorkommen. Derartige Feldgradienten sind häufig von der Größenordnung 10^{16} bis $10^{18}\,\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}^2}$. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die elektrische Wechselwirkung. Diese ruft eine Abschwächung

der Anisotropie der Winkelkorrelation hervor. Ist die ungestörte Winkelkorrelation durch Messungen an verschiedenen festen und flüssigen Quellen bekannt, so kann man aus dem Grad der Abschwächung auf den Betrag des Wechselwirkungsparameters $Q \cdot \frac{\partial E}{\partial z}$ schließen[1]. Man kann dieses Experiment sowohl an polykristallinen Quellen als auch an Einkristallen durchführen, im letzten Fall mißt man die Abhängigkeit der Anisotropie von der Richtung der kristallinen Achse.

Außer einer Abschwächung der Anisotropie tritt bei der elektrischen Wechselwirkung zusätzlich eine zirkulare Polarisation der γ-Quanten auf[2]. Bei Messung an einer einkristallinen Quelle sollte es bei einer bestimmten Richtungsbeziehung der Kristallachse zu den beiden γ-Quanten gelingen, diese Polarisation zu messen, deren Größe und Vorzeichen Aufschluß über die Art der Wechselwirkung (bei einer magnetischen Störung tritt bei der zu wählenden Richtungsbeziehung keine zirkulare Polarisation der γ-Quanten auf), den Betrag und das Vorzeichen des Wechselwirkungsparameters $Q \cdot \frac{\partial E}{\partial z}$ gibt. Aus Abschätzungen des Feldgradienten folgt daraus das Quadrupolmoment.

Dieses Experiment wurde an der 173 keV — 247 keV γ-γ-Kaskade des Cadmium-111 durchgeführt. Es wurde die zirkulare Polarisation des 247 keV γ-Quants in Koinzidenz gemessen mit dem 172 keV-Quant, das in einem zweiten Zähler direkt registriert wurde. Die aktiven Kerne waren in einen tetragonalen Indium-Einkristall eingebaut. Aus dem Polarisationsgrad wurde mit Hilfe von Abschätzungen von $\partial E/\partial z$ das Quadrupolmoment des 247 keV-Niveaus bestimmt. Der Wert stimmt mit den theoretischen Erwartungen überein.

2. Kurzer Abriß der theoretischen Grundlagen

Das Zerfallsschema eines Kerns habe folgende Gestalt:

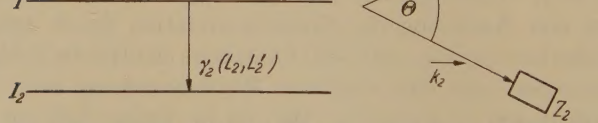

Fig. 1. I_1 Spin des Ausgangsniveaus, I Spin des mittleren, I_2 Spin des Grundniveaus, L_1 und L_1' Multipolaritäten von γ_1, L_2 und L_2' Multipolaritäten von γ_2, k_1 Wellenvektor von γ_1, k_2 Wellenvektor von γ_2

Weiter betrachten wir den Fall der Störung der γ_1-γ_2-Winkelkorrelation durch elektrische Wechselwirkung des Quadrupolmomentes mit

[1] Steffen, R.M.: Phil. Mag. Suppl. **4**, 293 (1955).
[2] Omnes, R.: J. Phys. Radium **17**, 528 (1957).

einem axialsymmetrischen elektrischen Feldgradienten in der Richtung der z-Achse. Bezeichnet man die Winkel zwischen der z-Achse und $\mathfrak{k}_1$ bzw. $\mathfrak{k}_2$ mit α bzw. β, und mit ψ den Winkel zwischen den durch die Vektoren $\mathfrak{z}$, $\mathfrak{k}_1$ bzw. $\mathfrak{z}$, $\mathfrak{k}_2$ aufgespannten Ebenen, so nimmt die Winkelkorrelationsfunktion folgende Gestalt an[3]:

$$W(\mathfrak{k}_1, \mathfrak{k}_2) = \sum_{k_1 k_2 \mu} A_{k_1 k_2} \mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}(t_d)\, N_\mu^{k_1 k_2} P_{k_1}^\mu(\cos\alpha)\, P_{k_2}^\mu(\cos\beta)\, e^{i\mu\psi}. \qquad (1)$$

$A_{k_1 k_2}$ sind die bekannten Winkelkorrelationsfunktionen, die sich aus Clebsch-Gordan- und Racah-Koeffizienten zusammensetzen. $\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}$ beschreiben die Störung der Winkelkorrelation; sie sind abhängig von der Zeit t_d, die zwischen der Aussendung des ersten und des zweiten γ-Quants vergeht, $N_\mu^{k_1 k_2}$ sind Normierungsfaktoren. $\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}$ und $e^{i\mu\psi}$ sind beide komplexe Größen, in der Anwendung verwendet man den Realteil von $W(\mathfrak{k}_1, \mathfrak{k}_2)$.

Wird die Polarisation der γ-Quanten nicht gemessen, so treten nach HARRIS[4] nur Terme mit geraden $\mathfrak{k}_1, \mathfrak{k}_2$ auf. HARRIS zeigt weiter, daß neben den geraden $\mathfrak{k}_2$-Werten auch ungerade auftreten, wenn die Apparatur außer der Richtung auch die Polarisation des γ_2 feststellt. In diesem Fall kann man Gl. (1) in folgender Weise schreiben:

$$W(\mathfrak{k}_1, \mathfrak{k}_2) = \left\{ \sum_{\substack{k_1\,(\text{gerade}) \\ k_2\,(\text{gerade}) \\ \mu}} A_{k_1 k_2} \mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}(t_d)\, N_\mu^{k_1 k_2} P_{k_1}^\mu(\cos\alpha) \cdot P_{k_2}^\mu(\cos\beta) + \right.$$
$$\left. + \sum_{\substack{k_1\,(\text{gerade}) \\ k_2\,(\text{ungerade}) \\ \mu}} A_{k_1 k_2} \mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}(t_d)\, N_\mu^{k_1 k_2} P_{k_1}^\mu(\cos\alpha) \cdot P_{k_2}^\mu(\cos\beta) \right\} e^{i\mu\psi}. \qquad (2)$$

Das erste Glied ist die Winkelkorrelationsfunktion ohne Berücksichtigung der zirkularen Polarisation der γ-Quanten W_0, das zweite Glied ist abhängig von der zirkularen Polarisation des γ_2. Dieses Zusatzglied nennen wir $\Delta W_{\text{r.z.p.}}$, falls (2) die Winkelkorrelationsfunktion der Quanten ist, die unpolarisiert oder rechtszirkular polarisiert sind.

Gl. (2) kann umgeschrieben werden, wenn man folgende Beziehungen berücksichtigt:

$$\mathfrak{G}_{-\mu}^{k_1 k_2} = (-1)^{k_1 + k_2} \mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2} = (-1)^{k_2} \mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2} \quad \text{und} \quad N_{-\mu}^{k_1 k_2} = N_\mu^{k_1 k_2},$$

da k_1 nur gerade Werte annimmt (d.h. die Polarisation von γ_1 wird nicht berücksichtigt). Da die Winkelkorrelationsfunktion reell sein muß,

---

[3] ALDER, K., H. ALBERS-SCHÖNBERG, E. HEER u. T. B. NOVEY: Helv. phys. Act. **26**, 761 (1953).

erhält man folgenden Ausdruck[4]:

$$\left.\begin{aligned} W(\mathfrak{k}_1, \mathfrak{k}_2) = & \sum_{\substack{k_1 \text{ (gerade)} \\ k_2 \text{ (gerade)} \\ \mu \geqq 0}} (2 - \delta_{\mu 0})\, A_{k_1 k_2} N_\mu^{k_1 k_2}\, \mathfrak{Re}\,(\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}) \times \\ & \times P_{k_1}^{\mu}(\cos\alpha)\, P_{k_2}^{\mu}(\cos\beta) \cdot \cos\mu\psi \\ & - 2 \sum_{\substack{k_1 \text{ (gerade)} \\ k_2 \text{ (ungerade)} \\ \mu > 0}} A_{k_1 k_2} N_\mu^{k_1 k_2}\, \mathfrak{Im}\,(\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}) \times \\ & \times P_{k_1}^{\mu}(\cos\alpha)\, P_{k_2}^{\mu}(\cos\beta) \cdot \sin\mu\psi = W_0 + \Delta W_{\text{r.z.p.}}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Für links zirkular polarisierte Quanten folgt: $\Delta W_{\text{l.z.p.}} = -\Delta W_{\text{r.z.p.}}$.

Die Wechselwirkung des Quadrupolmomentes mit dem elektrischen Feldgradienten geht in das Glied $\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}$ ein, und zwar ist:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{Re}\,(\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}) &= G_\mu^{k_1 k_2} = \sum s_{m\mu}^{k_1 k_2} H(m x)\, \frac{1}{1 + (m x)^2} \\ \mathfrak{Im}\,(\mathfrak{G}_\mu^{k_1 k_2}) &= g_\mu^{k_1 k_2} = \sum s_{m\mu}^{k_1 k_2} h(m x)\, \frac{1}{1 + (m x)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Die $s_{m\mu}^{k_1 k_2}$ sind Summen über Clebsch-Gordan-Koeffizienten und bei ALDER[3] tabelliert, x ist der Wechselwirkungsparameter $\omega_e^0 t$, wobei t die mittlere Lebensdauer des Zwischenniveaus und ω_e^0 durch folgende Ausdrücke bestimmt ist:

$$\left.\begin{aligned} \omega_e^0 &= -\frac{3}{4I(2I-1)}\, \frac{e \cdot Q}{\hbar}\, \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad \text{für ganzzahlige } I \\ \omega_e^0 &= -\frac{6}{4I(2I-1)}\, \frac{e \cdot Q}{\hbar}\, \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad \text{für halbzahlige } I. \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Die Funktionen $H(m x)$ und $h(m x)$ hängen außer von x von den experimentellen Gegebenheiten ab, also der Auflösezeit der Koinzidenzstufe t_r und der Verzögerungszeit der γ_1-Quanten im Koinzidenzkreis t_d (nach HARRIS[4]). Grundsätzlich enthält $H(m x)$ nur gerade Funktionen von x, während $h(m x)$ sich aus ungeraden Funktionen von x zusammensetzt. Daher ist es ohne Berücksichtigung der Polarisation nicht möglich, auf das Vorzeichen von ω_e^0 zu schließen.

Man kann Gl. (3) weiter ausrechnen und erhält nach Einführung der in Fig. 2 definierten Winkel ϑ, φ und Θ für den Fall $\Theta = 90°$ folgende Funktionen[4]:

$$\left.\begin{aligned} W_0\left(\vartheta, \varphi, \frac{\pi}{2}\right) = & b_0 + b_2 \cos^2\vartheta + b_4 \cos^4\vartheta + b_4' \cos^2\vartheta \sin^2\vartheta + \\ & + b_6 \cos^4\vartheta \sin^2\varphi + b_8 \cos^4\vartheta \cos^2\varphi \sin^2\varphi + \\ & + b_8' \cos^4\vartheta \sin^4\varphi + b_{10} \cos^6\vartheta \cos^2\varphi \sin^2\varphi + \\ & + b_{12} \cos^6\vartheta \sin^4\varphi \cos^2\varphi + b_{16} \cos^8\vartheta \cos^4\varphi \sin^4\varphi, \\ \Delta W_{\text{r.z.p.}} = & \sin\vartheta \cos\vartheta \cos\varphi \{b_3 + b_5 \sin^2\vartheta + b_7 \cos^2\vartheta \sin^2\varphi + \\ & + b_9 \sin^2\vartheta \cos^2\vartheta \sin^2\varphi + b_{11} \cos^4\vartheta \sin^4\varphi\}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

[4] HARRIS, S.M.: Nuclear Phys. **11**, 387 (1959).

Die Koeffizienten sind aus der Arbeit von HARRIS[4] zu entnehmen. Sie sind abhängig von den Spins der Niveaus, den Multipolaritäten der γ-Quanten, dem Wechselwirkungsparameter $\omega_e^0 t$, der Auflösezeit der Koinzidenzstufe t_r und der Verzögerungszeit t_d.

Der Polarisationsgrad der γ-Quanten hängt in folgender Weise von den Winkelkorrelationsfunktionen ab:

$$\left.\begin{aligned} P_{\text{r.z.p.}} &= \frac{\Delta W_{\text{r.z.p.}}}{W_0} \\ &= \frac{c_1 \cdot \sin \omega_e^0 t_d + c_2 \sin 2\omega_e^0 t_d + \cdots}{d_0 + d_1 \cos \omega_e^0 t_d + d_2 \cos 2\omega_e^0 t_d + \cdots} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

für Messung von verzögerten Koinzidenzen und $t_r \ll t_d$, t.

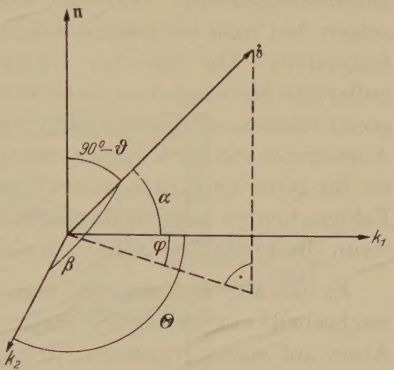

Fig. 2. Stellung von k_1, k_2 und $\mathfrak{z}$ zueinander. k_1, k_2 Richtungen von γ_1 und γ_2, $\mathfrak{z}$ Symmetrieachse des elektrischen Feldes und Richtung des maximalen Feldgradienten. n Normale auf der k_1, k_2-Ebene

Die Koeffizienten lassen sich bei bekannten Spins und Multipolaritäten aus der Geometrie ausrechnen. Die Messung des Polarisationsgrades von γ_2 ermöglicht also die Bestimmung von ω_e^0 nach Betrag und Vorzeichen, da P eine ungerade Funktion von ω_e^0 ist, während bei allen Messungen ohne Berücksichtigung der zirkularen Polarisation nur der Betrag von ω_e^0 und damit von Q herauskommt.

3. Die γ-γ-Kaskade des Cadmium-111

Die 173keV—247 keV-Kaskade des Cadmium-111, das durch K-Einfang mit einer Halbwertszeit von 2,8 Tagen aus Indium-111 entsteht, ist bereits häufig untersucht worden[1]. Fig. 3 zeigt die stärksten Übergänge im Zerfallsschema:

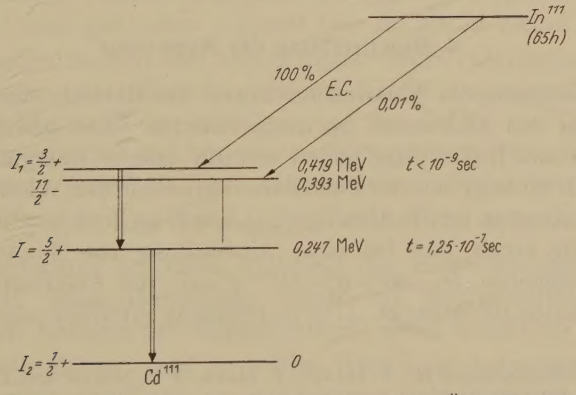

Fig. 3. Zerfallsschema des Indium-111. Es sind nur die stärksten Übergänge eingezeichnet

Besonders kennzeichnend ist die sehr starke Abhängigkeit der Anisotropie der Winkelkorrelation von der chemischen Zusammensetzung und dem strukturellen Aufbau der Quelle (die Messungen sind bei STEFFEN zusammengefaßt[1]). Während flüssige Quellen die größte Anisotropie zeigen, hat man bei polykristallinen Quellen eine starke Abschwächung festgestellt. Die Züricher Gruppe ALBERS-SCHÖNBERG et al.[5] führte außerdem Messungen an metallischen Indium-Einkristallen durch (tetragonal flächenzentriertes Gitter). Es zeigte sich eine Abhängigkeit der Anisotropie von der Richtung der tetragonalen Achse, wie sie aus der Theorie für reine Quadrupolwechselwirkung mit einem axialsymmetrischen Feldgradienten folgt. Insbesondere ergab sich die ungestörte Anisotropie, wenn die kristalline Achse auf den feststehenden Zähler gerichtet war.

Es ist also bei der Cadmium-γ-γ-Kaskade mit reiner Quadrupolwechselwirkung zu rechnen und man kann annehmen, daß das Cadmium-Atom auf einem regulären Gitterplatz im Indium-Gitter sitzt.

Aus dem Verlauf der Anisotropie mit der Richtung der kristallinen Achse haben ALBERS-SCHÖNBERG et al. für den Wechselwirkungsparameter $\omega_e^0 t = 1{,}59 \pm 0{,}02$ erhalten.

Diese Kaskade eignet sich gut für ein Polarisationsexperiment der beschriebenen Art. Die radioaktiven Atome lassen sich in einen axialsymmetrischen Einkristall einbauen, und die beiden γ-Quanten sind energetisch gut zu trennen. Da der von der zirkularen Polarisation abhängige Anteil des Compton-Streuquerschnitts $d\sigma_{\text{r.z.p.}}$ relativ zu dem Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Quanten $d\sigma_0$ mit steigender Energie zunimmt, mißt man zweckmäßig die Polarisation des 247 keV-Quants in Koinzidenz mit dem 172 keV-Quant, das direkt in einem anderen Zähler registriert wird. Als Quelle verwendet man einen aktiven Indium-Einkristall, da sein Gitter eine vierzählige Achse besitzt.

4. Beschreibung der Apparatur

Zum Nachweis der Polarisation wurde die Methode der Vorwärtsstreuung an den Elektronen im magnetisierten Eisen gewählt, da die Absorption aus Intensitätsgründen erst für höhere Energien in Frage kommt. Gl. (6) zeigt, wie der Polarisationsgrad von den Winkeln ϑ und φ abhängt, außerdem ist die Abhängigkeit von Θ zu berücksichtigen. Eine Abschätzung ergab, daß bei einer Abweichung von $\delta = 30°$ von der idealen Geometrie $\Theta = 90°$, $\vartheta = 45°$, $\varphi = 0°$ die Polarisation bereits um den Faktor 0,6 absinkt. Das Experiment erfordert also möglichst

---

[5] ALBERS-SCHÖNBERG, H., F. HÄNNI, E. HEER, T. B. NOVEY and P. SCHERRER: Phys. Rev. **90**, 322 (1953).

kleine Zählerraumwinkel, damit der Effekt nicht zu sehr abgeschwächt wird.

Es wurde ein rotationssymmetrischer Streumagnet gebaut, der in Fig. 4 im Querschnitt dargestellt ist:

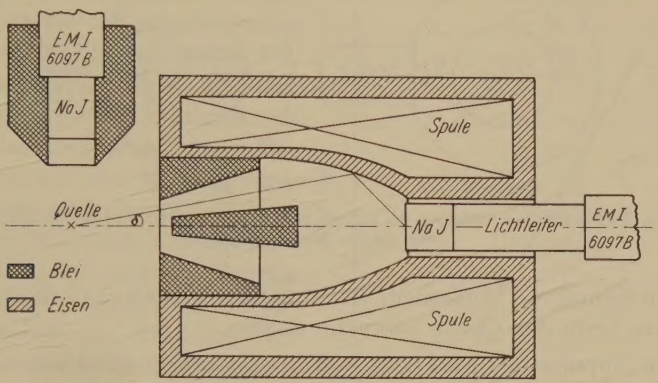

Fig. 4. Schnitt durch den hier verwendeten Streumagneten mit Quelle, Bleiabschirmungen, Na-J-Kristall und Lichtleiter

Es gelangen nur solche Quanten auf die Streufläche des Magneten, welche die Quelle unter einem Winkel $5° < \delta < 17°$ relativ zur Symmetrieachse des Magneten verlassen. Der gegenüber einem zylindrischen Streumagneten kleinere Raumwinkel wird dadurch wettgemacht, daß sich der NaJ-Kristall hier sehr viel näher am Ort der Streuung befindet. Das Verhältnis der differentiellen Compton-Querschnitte $\frac{d\sigma_{\text{r.z.p.}}}{d\sigma_0}$ wird durch den größeren Raumwinkel, unter dem der Kristall vom Streupunkt aus erscheint, praktisch nicht beeinflußt. Andererseits ergibt sich eine leichte Vergrößerung von $d\sigma_{\text{r.z.p.}}$ gegenüber einem zylindrischen Streumagneten dadurch, daß der Winkel zwischen dem Spin der ausgerichteten Elektronen und dem gestreuten γ-Quant hier im Mittel kleiner ist.

Der Magnet besteht aus Armco-Eisen. Seine Polarisationsempfindlichkeit wurde unter Berücksichtigung des Öffnungswinkels, der verschiedenen Eindringtiefen ins Eisen und der Größe des NaJ-Kristalls für die γ-Energie 247 keV berechnet. Es ergab sich folgender Wert für das mittlere Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte: $\left(\frac{d\sigma_{\text{r.z.p.}}}{d\sigma_0}\right)_M = +0{,}17$ (hier ist $d\sigma_{\text{r.z.p.}}$ der Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei einer Richtung des Elektronenspins von der Quelle fort). Eine Abschätzung ergab, daß Mehrfachstreuung dieses Ergebnis im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht wesentlich beeinflußt.

Der zweite Zähler stand im rechten Winkel zur Achse des Magneten, um die direkte Strahlung zu registrieren. Sein Einkanal wurde auf

173 keV eingestellt (Energie des γ_1). Die kristalline Achse des Indium-Einkristalls stand senkrecht zur Magnetachse und bildete einen Winkel von $+45$ oder $-45°$ mit der Richtung des γ_1. Fig. 5 zeigt zwei mögliche

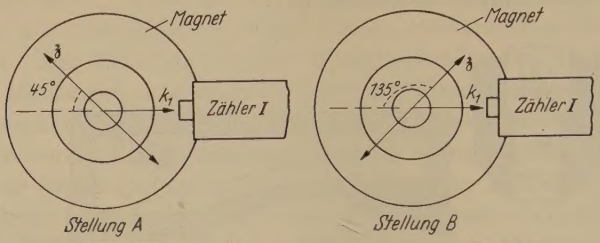

Fig. 5. Die beiden möglichen Stellungen der tetragonalen c-Achse des Kristalls in der Apparatur. Sicht von vorn auf den Analysiermagneten

Meßeinstellungen. Außerdem kann Zähler 1 noch auf die entgegengesetzte Seite der Quelle gebracht werden.

Die Impulse der EMI 6097 B-Multiplier wurden auf eine slow-fast-Koinzidenzapparatur üblicher Bauart gegeben.

5. Messung der zirkularen Polarisation der äußeren Bremsstrahlung des Thulium-170

Um die Apparatur zu testen, wurde die zirkulare Polarisation der Bremsstrahlung gemessen, die durch Abbremsung der Thulium-170-β-Teilchen in 5 mm Blei entsteht. Das Isotop besitzt zwei β-Übergänge mit Endenergien von 0,884 und 0,968 MeV. Die Quelle wurde durch Eindampfen einer Thuliumchloridlösung in einem Bleitopf von 5 mm Innendurchmesser und 5 mm Bodenstärke hergestellt. Der Boden des Topfes wurde auf den Zähler gerichtet, so daß die im Boden erzeugten Bremsquanten zur Messung gelangten. Das Spektrum der am Magneten gestreuten Quanten zeigt mit abnehmender Energie einen starken Anstieg. Auf diese Flanke wurden drei Einkanäle gesetzt, die jeder einen anderen Teil des Spektrums erfaßten. Es wurde die Differenz der Zählraten in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung gemessen. In einer Probemessung an einer sehr viel steileren Flanke eines Spektrums von 511 keV-Quanten, die nicht polarisiert waren, wurde kontrolliert, daß ein merkbarer Einfluß des Magnetfeldes auf den Multiplier nicht vorhanden war.

Das Ergebnis zeigt die Fig. 6. Es sind außer den eigenen Werten auch die von SCHOPPER und GALSTER[6] sowie die Ergebnisse von BÖHM und WAPSTRA[7] eingezeichnet. Die ausgezogene Linie ist der theoretisch

[6] SCHOPPER, A., and S. GALSTER: Nuclear Phys. **6**, 125 (1958).

[7] BOEHM, F., and H. WAPSTRA: Phys. Rev. **106**, 1364 (1957); **109**, 456 (1958).

zu erwartende Verlauf unter der Annahme, daß die longitudinale Polarisation der Elektronen v/c ist. Diese theoretische Kurve wurde auf folgende Weise berechnet: Fronsdal und Überall[8] haben den Verlauf der Polarisation in Abhängigkeit von E für $E < E_0$ angegeben, wenn E die Energie der Bremsquanten und E_0 die Energie der abgebremsten Elektronen ist. Die maximale Polarisation entsteht für $E = E_0$ und berechnet sich aus Formeln von McVoy[9]. Damit wurde unter Berücksichtigung des β-Spektrums, des Bremsspektrums, der Polarisation der Elektronen und der Energieabhängigkeit von $d\sigma_{\text{r.z.p.}}/d\sigma_0$ der theoretische Verlauf der Zählratendifferenz als Funktion der Streuquantenenergie abgeschätzt. Effekte wie Energieverlust der Elektronen im Blei, Streuung der Elektronen und γ-Quanten wurden nicht berücksichtigt.

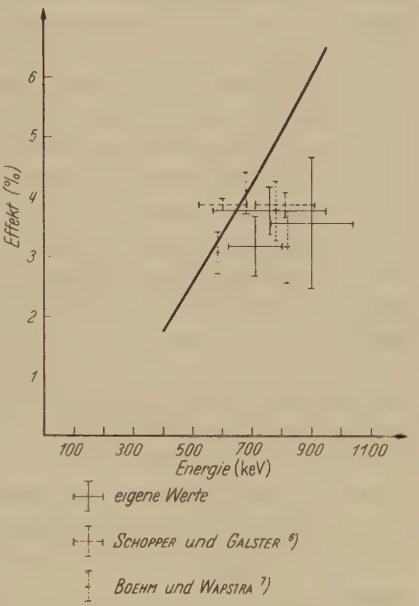

Fig. 6. Zusammenstellung der bisherigen Messungen der zirkularen Polarisation der Thulium-170-Bremsstrahlung. Die Kurve zeigt den theoretischen Verlauf für eine Elektronenpolarisation von v/c

Es ist eine befriedigende Übereinstimmung der Meßpunkte mit der theoretischen Kurve zu verzeichnen, vor allem wenn man bedenkt, daß die Schwerpunkte der eingezeichneten Energieintervalle nicht in deren Mitte liegen, sondern wegen der Messung auf der Flanke des Bremsquantenspektrums um etwa $^1/_4$ der Länge des Energieintervalles nach links verschoben sind.

6. Die Herstellung der Indium-111-Quelle

Die erste Probe wurde hergestellt durch Bestrahlen eines auf 89% Cadmium-110 angereicherten Cadmiumblechs mit 7 MeV Deuteronen im Heidelberger Zyklotron. Das aktive Indium-111 entsteht durch (d, n)-Prozesse. Vier andere Präparate wurden durch Bestrahlen einer 3 mm starken Silberplatte mit 25 MeV α-Teilchen im Kopenhagener Zyklotron gewonnen (α, $2n$-Prozesse). Die aktivierten Metalle wurden in Salpetersäure gelöst und etwa 4 mg stabiles Indium als Träger zugegeben. Die Lösung wurde verdünnt und mit Ammoniak versetzt, wobei $In(OH)_3$ als weißer voluminöser Niederschlag ausfiel. Sowohl Silber als auch

[8] Fronsdal, C., and H. Überall: Phys. Rev. **111**, 580 (1958).
[9] McVoy, K.W.: Phys. Rev. **106**, 828 (1957).

Cadmium blieben in Lösung. Der Niederschlag wurde abzentrifugiert, gewaschen, erneut aufgelöst und gefällt bis die Trennung des Indiums von dem jeweiligen anderen Metall vollständig war. Zum Schluß wurde der Niederschlag mit sehr wenig Ameisensäure aufgenommen, die Lösung verdünnt und mit Platinelektroden etwa 2 Std elektrolysiert. Das Indium schied sich in fein verästelter Form auf der Kathode ab. Es wurde in eine Glasampulle gebracht, die in ein Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 0,3 bis 0,5 mm auslief. Die Ampulle wurde ausgepumpt und das Metall unter Erwärmung über den Schmelzpunkt von 160° hinaus in das Röhrchen zentrifugiert, so daß man einen 3 bis 4 mm langen Metallstift erhielt.

Zur Züchtung des erforderlichen Einkristalls wurde die Ampulle auf einem Asbest-Schiffchen befestigt und in waagerechter Lage in das Rohr eines elektrischen Ofens mit einer Innentemperatur von 200° C eingeführt. Dann wurde die Ampulle mit einer Geschwindigkeit von 10 cm pro Stunde aus dem Rohr gezogen, so daß die Spitze der Kapillare, in der sich das Indium befand, zuerst erkaltete. Es bildeten sich in der Spitze Kristallisationskeime, von denen einer dafür sorgte, daß eine gleichmäßige Kristallisation durch das ganze Material einsetzte. Indium hat eine gute Kristallisationsfähigkeit, so daß dieses Verfahren in etwa 70% aller Fälle einen einwandfreien Einkristall ergab. Anschließend wurde die Ampulle mittels Flußsäure von dem Metall abgelöst.

Zur Untersuchung der Struktur und Bestimmung der Kristallachse wurde die Probe auf einem Goniometerkopf befestigt und drei Drehkristallaufnahmen mit Kupfer-K_α-Strahlung um verschiedene Drehachsen hergestellt. Die Aufnahmen zeigen den Erfolg der Einkristallzüchtung und gestatten es, die tetragonale Achse aus der Lage der (0, 0, 2)-Reflexe auf dem Film zu bestimmen. Damit war die Orientierung des Einkristalls in der vom Experiment geforderten Weise möglich.

7. Messung der zirkularen Polarisation der 247 keV-γ-Strahlung des Cadmium-111

Die Polarisation ist abhängig von der Verzögerungszeit t_d, um die γ_1 vor der Koinzidenzstufe gegen γ_2 verzögert wird, sowie andererseits von der Auflösezeit der Koinzidenzstufe t_r. Rechnet man den Ausdruck $\Delta W_{\text{r.z.p.}}/W_0$ für den Fall $t_r \ll t$, $t_r \ll t_d$ (t = Lebensdauer des mittleren Niveaus) so erhält man für die Cadmium-γ-γ-Kaskade und bei der Geometrie $\Theta = 90°$, $\vartheta = 45°$, $\varphi = 0°$:

$$\left.\begin{aligned} P_{\text{r.z.p.}} &= \frac{\Delta W_{\text{r.z.p.}}}{W_0} = \frac{0{,}0434 \cdot \sin \omega_e^0 t\,\eta + 0{,}217 \sin 2\,\omega_e^0 t\,\eta}{1{,}021 + 0{,}0636 \cos \omega_e^0 t\,\eta} \\ \eta &= \frac{t_d}{t}\,. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Der Kern präzediert also im wesentlichen mit der Frequenz $2\omega_e^0$. Die Verzögerungszeit ist so zu wählen, daß der Polarisationseffekt zum Maximum wird. Unter Benutzung des Wertes von ALBERS-SCHÖNBERG et al. $\omega_e^0 t = 1{,}59$ folgt als optimale Verzögerungszeit $t_d = 67$ nsec. Mit dieser Verzögerungszeit und einer Auflösezeit von 18 nsec (die einen Kompromiß zwischen der Forderung $t_r \ll t_d$ und ausreichender Zählrate darstellt) wurden alle Messungen durchgeführt. Unter Verwendung von fünf verschiedenen Quellen wurden insgesamt $1{,}5 \cdot 10^6$ Koinzidenzen zwischen dem direkt gemessenen 173 keV-Quant und dem am Eisen gestreuten 247 keV-Quant bei beiden Magnetisierungsrichtungen registriert. Um Geometriefehler auszugleichen wurde der direkt messende Zähler zu gleichen Teilen in die Stellung $\Theta = 90°$ und $\Theta = 270°$ gebracht, was allerdings die Polarisation nicht beeinflußt. Außerdem wurde die tetragonale Achse des Indium-Kristalls sowohl in die Richtung $\vartheta = 45°$ als auch in die Richtung $\vartheta = -45°$ einjustiert; indem die Probe um 180° um die Vertikale gedreht wurde. Hierdurch kehrt sich das Vorzeichen der zirkularen Polarisation um, so daß eine etwaige Nullpunktsabweichung, hervorgerufen durch einen Einfluß des dauernd umgepolten Magnetfeldes auf die Multiplier, bei der Mittelbildung über die Meßwerte in beiden Stellungen $\vartheta = 45°$ und $\vartheta = -45°$ herausfällt.

Wir erhielten folgendes Ergebnis für die relative Zählratendifferenz beim Umpolen des Magnetfeldes bezogen auf die Geometrie $\varphi = 0°$, $\vartheta = \pm 45°$, $\Theta = 90°$:

$$E = \frac{N_+ - N_-}{\frac{1}{2}(N_+ + N_-)} = -(0{,}8 \pm 0{,}2)\,\%\,, \tag{9}$$

dabei ist N_+ die Koinzidenzrate bei der der Elektronenspin von der Quelle fortweist. Daraus berechnet sich der Grad der zirkularen Polarisation zu

$$P_{\text{r.z.p.}} = \frac{E}{2 \cdot f \cdot \left(\frac{d\sigma_{\text{r.z.p.}}}{d\sigma_0}\right)_M} = -0{,}29 \pm 0{,}09. \tag{10}$$

f = Bruchteil der ausgerichteten Elektronen.

Das negative Vorzeichen bedeutet, die γ-Strahlung ist links zirkular polarisiert. Mit diesem Wert geht man in die Gl. (8) für die oben angenommene Geometrie ein und es folgt $\omega_e^0 < 0$. Man erhält für den Wechselwirkungsparameter und seinen statistischen Fehler

$$\omega_e^0 \cdot t = -1{,}5 \pm 0{,}5 \tag{11}$$

wobei die relative Vergrößerung des Fehlers durch die transzendente Abhängigkeit des Polarisationsgrades von ω_e^0 entsteht.

Mit $t = 1{,}25 \cdot 10^{-7}$ sec ergibt sich das Produkt Quadrupolmoment mal Feldgradient in Richtung der Kristallachse zu

$$Q \cdot \frac{\partial E}{\partial z} = + 5{,}2 \cdot 10^{-8} \text{ Volt}. \tag{12}$$

8. Der Zusammenhang zwischen Kristallgitter und elektrischem Feldgradienten am Kernort

Um aus dem Vorzeichen von ω_e^0 auf das Vorzeichen des Quadrupolmomentes zu schließen, muß man die Richtung des elektrischen Feldgradienten am Kernort aus den umgebenden Ladungsverteilungen bestimmen. In einem aus Ionen aufgebauten Kristall, also auch in einem Metall, erzeugen die umgebenden Ionen einen Feldgradienten am Kernort. Bei einer kubischen Gitterstruktur gibt es allerdings keine bevorzugte Feldrichtung, so daß der Feldgradient verschwindet[10]. Indium besitzt dagegen ein tetragonales Gitter mit den Gitterkonstanten $a = b = 4{,}59$ Å, $c = 4{,}94$ Å. Ein Kern sieht also das Feld einer in c-Richtung gestreckten Ladungsverteilung, d.h. eines positiven Quadrupols (die homogen verteilten Leitungselektronen brauchen nicht berücksichtigt zu werden).

Außerdem können auch die Ladungen der eigenen Elektronenhülle einen sehr beträchtlichen Feldgradienten am Kernort hervorrufen. Bei einem freien Atom oder Ion haben die abgeschlossenen Schalen sowie die s-Elektronen eine kugelsymmetrische Ladungsverteilung, so daß erst das erste unpaarige p-Elektron einen nennenswerten Feldgradienten hervorruft. Durch den Einbau des Atoms in ein Ionengitter wird die Kugelsymmetrie gestört, so daß die Elektronenschalen je nach der Gitterstruktur abgeflacht oder gestreckt werden. Die Wirkung der deformierten Schalen übertrifft schon bei mittelschweren Kernen die Wirkung der umgebenden Ionen und einer unabgeschlossenen Schale um einen Faktor der Größenordnung 100, da die Entfernung der Ladungen vom Kern wesentlich kleiner ist.

Im Falle des Indium-Gitters kann man näherungsweise so tun, als ob die Deformation der Hülle durch umgebende positive Punktladungen hervorgerufen wird, die Vorzeichenbetrachtung bleibt dadurch ungeändert. Wegen $a < c$ wird die Elektronenhülle abgeplattet werden. Fig. 7 zeigt im Prinzip die Umgebung eines Ions und die deformierte Elektronenschale.

Durch die Abplattung in der Elektronenhülle wird ein positiver Quadrupol induziert. Die Wirkung der umgebenden Ionen auf den

[10] Cohen, M.H., and F. Reif: Solid State Physics, Vol. 5, p. 321. London 1957.

Kernquadrupol wird also durch den Einfluß der Hülle verstärkt, eine Tatsache, die als „antishielding" bekannt ist[10]. Der Feldgradient am Kernort wird also im wesentlichen durch die Symmetrie des Gitters bestimmt.

Betrachten wir den Feldverlauf in Richtung der tetragonalen Achse im Innern der deformierten Elektronenhülle. Fig. 8 stellt schematisch den Potentialverlauf, das elektrische Feld $E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}$ und den Feldgradienten $\frac{\partial E_z}{\partial z}$ dar. Für die qualitative Betrachtung ist das Potential

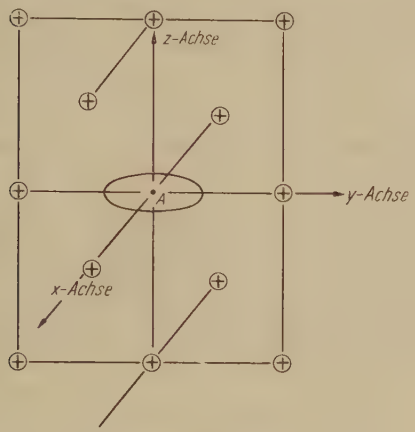

Fig. 7. Umgebung des Aufpunktes (Gitterpunkt im tetragonalen Gitter) als positive Ionen dargestellt und abgeplattete Elektronenhülle als Folge der umgebenden Ladungsverteilung

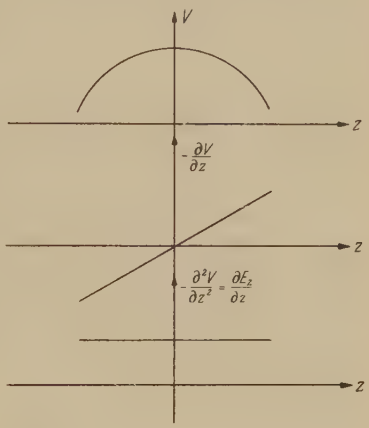

Fig. 8. Darstellung des Potentialverlaufs, des elektrischen Feldes und des elektrischen Feldgradienten im Punkt A als Folge der Ladungsverteilung der Elektronen

in der Nähe des Mittelpunktes parabelförmig angenähert. Wegen der negativen Elektronenladung hat das Potential im Mittelpunkt ein Maximum und der Feldgradient am Kernort ist demnach positiv. Die Feldgradienten in x- und y-Richtung sind untereinander gleich und kleiner als der Gradient in z-Richtung, so daß ihre Wirkungen keine Rolle spielen.

9. Das Quadrupolmoment des ersten angeregten Niveaus des Cadmium-111

Mit $\frac{\partial E}{\partial z} > 0$ folgt aus Gl. (12) für das Quadrupolmoment des 247 keV-Niveaus ein positives Vorzeichen. Nach dem Rainwater-Modell hängt das Vorzeichen von dem Grad der Auffüllung der unabgeschlossenen Nukleonenschale ab. Eine weniger als halbvolle Schale erzeugt ein negatives Q, eine über die Hälfte aufgefüllte Schale ein positives Q. Cadmium-111 ist ein g-u-Kern mit folgender Neutronenanordnung über der magischen Zahl 50 im Grundzustand: 6 Neutronen in der $4d_{\frac{5}{2}}$-Schale,

6 in der $5\,g_{\frac{7}{2}}$-Schale und 1 Neutron in der $3\,s_{\frac{1}{2}}$-Schale, d.h. im Grundzustand hat der Kern kein Quadrupolmoment.

Der erste angeregte Zustand entsteht offenbar durch Wechseln eines Neutrons aus der $4d_{\frac{5}{2}}$-Schale in die $3\,s_{\frac{1}{2}}$-Schale, da dieses Niveau einen Spin von $\frac{5}{2}$ besitzt. In der $4d_{\frac{5}{2}}$-Schale fehlt also nun ein Neutron, so daß ein positives Quadrupolmoment induziert werden sollte. Die Vorstellung des Rainwater-Modells steht demnach mit dem Experiment im Einklang.

Von LEIDENIX (Hinweis bei STEFFEN[1]) wurde der Betrag des Feldgradienten am Kernort im Indiumgitter unter der Voraussetzung homogener Verteilung der Leitungselektronen abgeschätzt. Mit seinem Wert von $\frac{\partial E}{\partial z} = 5{,}8 \cdot 10^{16} \frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}^2}$ erhält man aus unserem Experiment ein Quadrupolmoment von $Q = 0{,}9 \cdot 10^{-24}\,\mathrm{cm}^2$. Dieser Wert paßt gut in die Darstellung der Abhängigkeit des Quadrupolmoments von der Anzahl der ungeraden Nukleonen bei BLIN-STOYLE[11].

Herrn Professor Dr. H. NEUERT danken wir für die Förderung und Ermöglichung des Experimentes. Außerdem danken wir Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR vom Max-Planck-Institut in Heidelberg und Herrn Professor Dr. N. O. LASSEN vom Institut für theoretische Physik der Universität Kopenhagen für die Herstellung der radioaktiven Präparate sowie Herrn K. HUBER für die Mithilfe beim Bau der Apparatur und beim Messen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung von Meßgeräten.

[11] BLIN-STOYLE, R. I.: Theories of Nuclear Moments. Oxford 1957

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Am 29. Mai 1933 wurde ich in Altona-Eidelstedt als Sohn des Telegraphensekretärs Paul Behrend und seiner Ehefrau Elisabeth, geb. Neumann, geboren. Im Jahre 1938 übersiedelten wir nach Hamburg-Schnelsen, wo ich 1939 in die dortige Volksschule eingeschult wurde. Nach Absolvierung der vier Grundschuljahre begann 1943 der Besuch der Oberschule in Hamburg-Niendorf. Nach neun weiteren Schuljahren, in denen ich mich vorwiegend für die naturwissenschaftlichen Fächer interessierte, bestand ich im Februar 1952 das Abitur.

Im Sommersemester 1952 wurde ich an der Universität Hamburg zunächst für das Fach Mathematik immatrikuliert, ließ mich aber im folgenden Jahre für Physik einschreiben. Nach Hören der Grundvorlesungen bestand ich im November 1954 die Diplom-Vorprüfung in Physik. In den nächsten Semestern besuchte ich die weiteren Vorlesungen und Praktika und begann im März 1956 mit meiner Dipl.-Arbeit: „Messung von γ-γ-Winkelkorrelationen an den deformierten Kernen Hafnium-177 und Rhenium-187" unter der Anleitung von Prof. Dr. H. Neuert. Im Februar 1958 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung.

Während des Sommers 1958 begann ich ebenfalls am Physikalischen Staatsinstitut bei Prof. Neuert mit den Arbeiten an einer selbstgewählten Dissertation, die hiermit vorgelegt wird. Seit 15. September 1961 arbeite ich als wissenschaftlicher Angestellter am „Deutschen Elektronen-Synchrotron".

Hamburg, November 1961 gez. H.-J. Behrend